

ВЕСЦІ НАЦЫЯНАЛЬНАЙ АКАДЭМІІ НАВУК БЕЛАРУСІ № 2 2013
СЕРЫЯ ФІЗІКА-МАТЭМАТЫЧНЫХ НАВУК

УДК 535.012.2: 621.373.826.038.82

Л. П. СВИРИНА

**ФОРМАЛИЗМ ВЕКТОРОВ И МАТРИЦ ДЖОНСА
В ДИНАМИКЕ АНИЗОТРОПНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ**

Белорусский национальный технический университет

(Поступила в редакцию 25.03.2013)

Введение. Методические основы лазерной физики, заложенные в работах [1], получили свое развитие при создании теоретических подходов для описания характеристик излучения лазеров с различными активными средами. Одним из таких подходов является матричный метод расчета характеристик лазерного излучения, разработанный для атомарных газовых лазеров с анизотропными резонаторами [2–6]. В его рамках была создана самосогласованная по поляризации теория, и на основе разработанных теоретических моделей впервые был описан ряд наблюдаемых в эксперименте поляризационных эффектов, как в условиях стационарной [7], так и нестационарной генерации [8], учтена линейная связь для волн с произвольными состояниями поляризации [9], обнаружены эффекты симметрии и режимы со сложной динамикой [10, 11].

В настоящее время в лазерах с анизотропными резонаторами известно два физических механизма, приводящих в отсутствие какого-либо внешнего, зависящего от времени воздействия на систему, к возникновению автоколебательных режимов генерации – это линейная связь волн генерации, вызывающая фазовую неустойчивость (см., напр., [12]), и конкуренция анизотропии нелинейной активной среды и анизотропии резонатора, вызывающая поляризационную неустойчивость [13].

Отличие от нуля эллиптичности электромагнитной волны приводит к появлению дополнительного, зависящего от поляризации, сдвига ее фазы. Этот простой и хорошо известный факт (см., напр., [14]), свидетельствующий о связи поляризационных и фазовых характеристик электромагнитной волны, в условиях нестационарной генерации может оказывать существенное влияние на поведение генерируемого поля в лазере, создавая предпосылки для обнаружения эффектов поляризационно-фазовой динамики.

Целью данной работы является описание эффектов поляризационно-фазовой динамики в линейном газовом лазере с поляризационной неустойчивостью и в кольцевом лазере с фазовой неустойчивостью, а также дальнейшее развитие матричного формализма и разработка модели кольцевого лазера, учитывающей одновременное влияние поляризационной и фазовой неустойчивостей, что послужит основой для систематических исследований поляризационно-фазовой динамики генерации лазерных систем.

1. Основные положения матричного метода. Электромагнитное поле в лазере в рамках матричного подхода представится в виде суперпозиции плоских бегущих волн, каждая из которых описывается вектором Джонса, компоненты которого выражаются через характеристики этой волны и который в декартовом базисе принимает вид [3]:

$$\vec{E}_j^\pm = \left[\frac{I_j^\pm(t)}{ch2\beta_j^\pm(t)} \right]^{1/2} \begin{pmatrix} \cos z_j^\pm(t) \\ \sin z_j^\pm(t) \end{pmatrix} \exp[i(\Psi_j^\pm(t) - \omega_j^\pm t)], \Psi = \Psi_x + \arctg(\xi \operatorname{tg} \gamma), \quad (1)$$

где $I = |E|^2$ – интенсивность, Ψ – фаза, $\omega/2\pi$ (Гц) – частота генерации $z = \gamma + i\beta$, γ – азимут, $\xi = th\beta$ – эллиптичность электромагнитной волны; индекс j отнесен к однонаправленным, а знаки (\pm) – к встречным волнам.

В матричном виде уравнения генерации записываются в виде [15]:

$$\frac{d\vec{E}_j^\pm}{dt'} = \hat{Q}_j^\pm \vec{E}_j^\pm - \vec{E}_j^\pm, \quad (2)$$

где $t' = tc/L$ – число полных обходов светом резонатора (из начальной точки в начальную) за время t , L – длина резонатора за обход (для линейного лазера это удвоенная длина резонатора), c – скорость света, $\hat{Q}_j^\pm = \hat{S}_j^\pm \hat{M}_j^\pm$ – матрица Джонса лазера, \hat{S}_j^\pm и \hat{M}_j^\pm – матрицы Джонса нелинейной активной среды и резонатора, $\hat{S}_j^\pm = \exp\left(-i\frac{\omega l}{c}\sqrt{\hat{\epsilon}_j^\pm}\right) = \exp\left(-i\frac{\omega l}{c}(1 + 2\pi\hat{\chi}_j^\pm)\right)$, $\hat{\epsilon}_j^\pm$ и $\hat{\chi}_j^\pm$ – тензоры диэлектрической проницаемости и диэлектрической восприимчивости для волны с напряженностью электрического поля \vec{E}_j^\pm , l – длина активной среды.

В рамках матричного метода были разработаны и экспериментально апробированы модели одномодового двухчастотного линейного газового лазера с произвольной величиной и типом анизотропии резонатора, где возможна поляризационная неустойчивость [16, 17] и одномодового четырехчастотного кольцевого газового лазера (ЧКГЛ), где возможна фазовая неустойчивость [9, 11].

2. Поляризационно-фазовая динамика генерации лазеров. В двухчастотном линейном газовом лазере поляризационная неустойчивость проявляется как автоколебательные режимы I рода с периодическими колебаниями интенсивностей $I_{1,2}$, азимутов $\gamma_{1,2}$ и эллиптичностей $\xi_{1,2}$ генерируемых волн и автоколебания II рода с периодическими колебаниями интенсивностей, эллиптичностей и с вращающимися азимутами генерируемых волн.

Эффект поляризационно-фазовой динамики был обнаружен при описании результатов эксперимента по наблюдению поляризационной неустойчивости в He-Ne лазере, работающем на длине волны $\lambda = 1,15$ мкм (переход $j \rightarrow j+1$) с эллиптической поляризацией мод резонатора [8].

Одной из специфических особенностей динамики генерации лазеров с изменяющимися во времени состояниями поляризации является невозможность экспериментально отслеживать эволюцию эллиптичностей и азимутов волн генерации. Экспериментально регистрируется суммарная интенсивность I и интенсивности ортогональных компонент сигнала I_x , I_y в линейном (рис. 1, а) и $I_{\sigma+}$, $I_{\sigma-}$ в циркулярном базисах. Теоретически регистрируемый сигнал (рис. 1, б) представляет собой результат когерентного сложения x (y) компонент векторов Джонса двух генерируемых волн в линейном базисе регистрации или σ_+ (σ_-) компонент этих волн в циркулярном базисе, и поэтому зависит от разности фаз волн генерации, которая изменяется при прохождении преобразующих поляризацию элементов.

На рис. 1 представлены временные реализации для суммарной интенсивности I , интенсивностей ортогональных компонент сигнала I_x , I_y , а также интенсивностей $I_{1,2}$, азимутов $\gamma_{1,2}$ и эллиптичностей $\xi_{1,2}$ генерируемых волн. Сплошными линиями обозначены характеристики волны 1, пунктирными – волны 2.

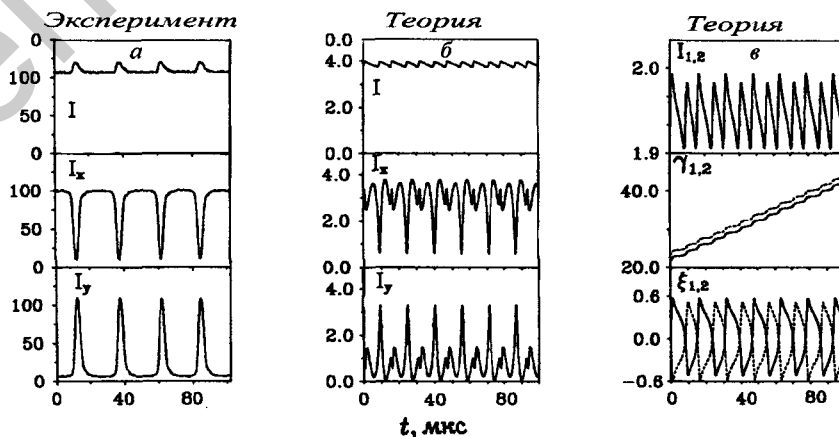


Рис. 1. Результаты сопоставления теории с экспериментом в линейном базисе регистрации

При переходе от линейного базиса регистрации к циркулярному свет проходит через развернутую на угол $\pi/4$ четвертьволновую пластинку. При этом не только преобразуется поляризация компонент векторов Джонса $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \exp i\Psi$:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \exp[i\Psi] = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} E_x - iE_y \\ E_x + iE_y \end{pmatrix} \exp[i(\Psi + \Psi_{op})], \quad (3)$$

но и возникает дополнительный фазовый набег для каждой из волн, величина которого в соответствии с [14] определяется как

$$\Psi_{op} = \arg \left[\frac{E_x - iE_y}{E_x} \right]. \quad (4)$$

Таким образом, переход от линейного к круговому базису сопровождается появлением дополнительной разности фаз генерируемых волн 1 и 2, возникающей из-за различия их состояний поляризации:

$$\Delta\Psi_{op} = \Psi_{1op} - \Psi_{2op}. \quad (5)$$

С учетом разности фаз $\Delta\Psi_{op}$ рассчитанные в циркулярном базисе ортогональные компоненты регистрируемого сигнала совпадают с обнаруженными в эксперименте [8] и аналогичны полученным в линейном базисе (см. рис. 1).

В четырехчастотном кольцевом газовом лазере с эллиптической поляризацией генерируемых волн эффект поляризационно-фазовой динамики был обнаружен в режиме автоколебаний при изучении зависимостей от отстройки интенсивностей $I_1^{\pm}(I_2^{\pm})$ и разностей фаз $\Psi_1(\Psi_2)$ встречных волн, принадлежащих модам резонатора 1 и 2 [18].

В случае линейной поляризации генерируемых волн в зависимостях от отстройки интенсивностей встречных волн $I_1^{\pm}(I_2^{\pm})$ переключения интенсивностей, обусловленные различием превышений накачки над потерями на частоте генерации при переходе из области отрицательных в область положительных отстроек x , наблюдались вблизи центра линии (рис. 2).

Отличительной особенностью генерации электромагнитной волны с ненулевой эллиптичностью по сравнению с линейно поляризованной волной является появление дополнительного сдвига фазы, задаваемого в соответствии с (1) выражением:

$$\Psi_p = \arctg(\xi \operatorname{tg} \gamma). \quad (6)$$

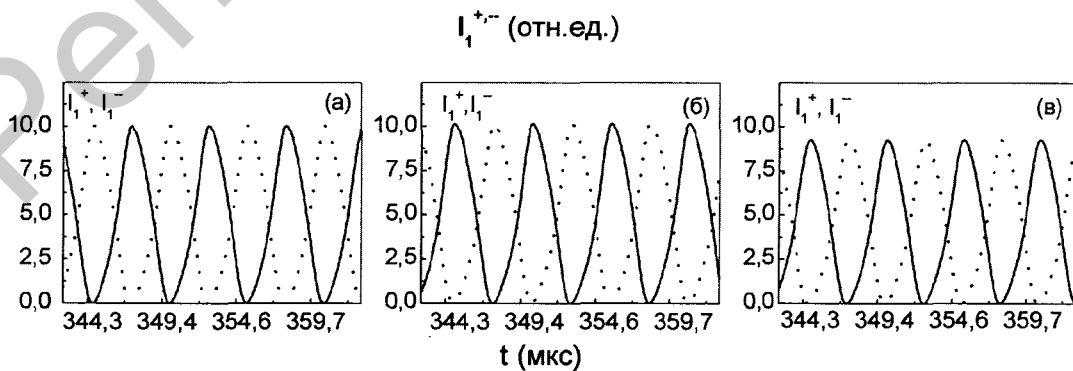


Рис. 2. Автоколебания интенсивностей встречных волн I_1^+ (сплошные линии) и I_1^- (пунктирные линии) при $x = -43,2$ МГц (а), $x = 0$ (б), $x = 43,2$ МГц (в); начальные значения $I_{1,2}^{\pm}|_{t=0} = \Psi_{1,2}|_{t=0} = 0$

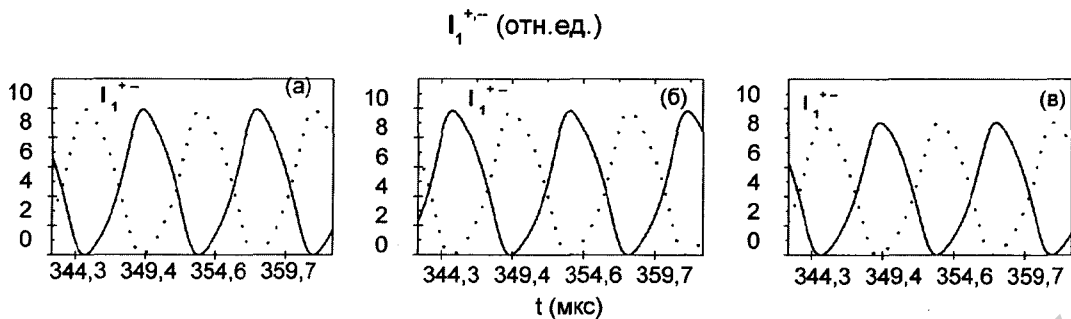


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при начальных данных, определяемых анизотропией пустого резонатора:

$$I_{1,2}^{\pm} |_{\tau=0} = 0, \Psi_1 |_{\tau=0} = 2,2 \cdot 10^{-4}, \Psi_2 |_{\tau=0} = -3,13$$

Если в качестве начальных значений для разностей фаз выбрать их величины, определяемые на основании (6) поляризацией мод резонатора, то характер автоколебаний существенно изменится. В зависимостях интенсивностей волн $I_1^{\pm}(I_2^{\pm})$ в широком диапазоне отстроек справа и слева от центра автоколебания имеют ту же форму, что и в центре, а переключение интенсивностей происходит при симметричных относительно центра отстройках x вблизи крыльев линии (рис. 3). Переключение интенсивностей волн I_2^{\pm} происходит аналогично переключениям интенсивностей волн I_1^{\pm} , приведенным на рис. 2.

Обнаружение отдельных поляризационно-фазовых эффектов обуславливает актуальность дальнейшего развития теории и проведения систематических исследований поляризационно-фазовой динамики генерации лазерных систем.

3. Математическая модель одномодового ЧКГЛ с поляризационной и фазовой неустойчивостями. На основе матричного формализма получим уравнения генерации одномодового ЧКГЛ с произвольной величиной и типом анизотропии резонатора (что создает предпосылки для возникновения поляризационной неустойчивости) и с учетом линейной связи встречных волн за счет обратного рассеяния на неоднородностях среды и резонатора (что обеспечивает возможность возникновения фазовой неустойчивости). Таким образом, в данном лазере возможно одновременное существование как поляризационной, так и фазовой неустойчивости.

При выводе уравнений для интенсивностей и фаз волн генерации воспользуемся подходом, подробно описанным в [9, 11]. В данном лазере генерируемое поле представляется в виде суперпозиции четырех плоских монохроматических волн 1^{\pm} и 2^{\pm} с произвольными интенсивностями, частотами и состояниями поляризации, описываемых выражением (1).

Предположим, что действие всех неоднородностей среды и резонатора эквивалентно действию одного эффективного отражателя с различными для встречных направлений комплексными коэффициентами отражения r^{\pm} и пропускания t^{\pm} , которые в общем случае могут зависеть от состояний поляризации генерируемых волн. Тогда, подставляя выражение (1) в уравнения (2), воспользовавшись условием стационарной генерации и явным видом матрицы, резонатора \hat{M} , элементы которой выражены через поляризационные характеристики собственных мод резонатора, а также проведя стандартные процедуры, описанные в [9,11], запишем уравнение генерации для волны 1^+ в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{ctg}(z_1^+ - z_{2M}^+) \frac{dz_1^+}{dt'} + \frac{d}{dt'} \left(\ln \sqrt{\frac{I_1^+}{ch2\beta_1^+}} + i\Psi_1^+ \right) = & h_1^+ + \ln \lambda_{1M}^+ + r_1^- \frac{\sin(z_{2M}^+ - z_1^-) \sqrt{I_1^- / ch2\beta_1^-} e^{i\Psi_1^-}}{\sin(z_{2M}^+ - z_1^+) \sqrt{I_1^+ / ch2\beta_1^+} e^{i\Psi_1^+}} + \\ & \alpha_{2M}^+ \frac{\sin(z_{2M}^+ - z_2^+) \sqrt{I_2^+ / ch2\beta_2^+} e^{i\Psi_2^+}}{\sin(z_{2M}^+ - z_1^+) \sqrt{I_1^+ / ch2\beta_1^+} e^{i\Psi_1^+}} + \frac{(\cos z_{2M}^+, \sin z_{2M}^+) \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \hat{H}_1^+ \begin{pmatrix} \cos z_1^+ \\ \sin z_1^+ \end{pmatrix}}{\sin(z_{2M}^+ - z_1^+)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $I = |E|^2$, матрица Джонса активной среды для волны 1^+ представлена в виде $S_1^+ = \exp(h_1^+ + \hat{H}_1^+)$, использовано соотношение, отвечающее приближению третьего порядка по полю теории возмущений $\exp(h_1^+ + \hat{H}_1^+ + \ln \lambda_{1M}) \approx 1 + h_1^+ + \ln \lambda_{1M} + \hat{H}_1^+$, а также равенство $\det \hat{M}^+ = \lambda_{1M}^+ \lambda_{2M}^+$. Индексом M обозначены собственные значения и собственные типы колебаний матрицы резонатора, коэффициент α характеризует рассеяние из одной резонаторной моды в другую.

Уравнения (7) записаны в предположении, что коэффициенты отражения и пропускания для встречных волн, принадлежащих одной моде резонатора, удовлетворяют условиям: $|t| \approx 1, |r| \ll 1, |\alpha| \ll 1$, так что в (7) учтены только члены первого порядка малости по r, α . Уравнения генерации для волны 1^- получаются из (7) при замене индексов $(+) \leftrightarrow (-)$, уравнения для волн $2^+ (2^-)$ следуют из уравнений для волн $1^+ (1^-)$ при замене индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Принимая во внимание явный вид выражений для h_1^+ и H_1^+ , приведенных в [9, 11], полагая $t = 1$ и вводя обозначения для экспериментально измеряемых величин, запишем уравнения генерации для интенсивностей и фаз ЧКГЛ в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \text{ctg}(z_1^\pm - z_{2M}^\pm) \frac{dz_1^\pm}{d\tau} - th 2\beta_1^\pm \frac{d\beta_1^\pm}{d\tau} + \frac{1}{2I_1^\pm} \frac{dI_1^\pm}{d\tau} + i \frac{d\Psi_1^\pm}{d\tau} = \\ & i(\omega_1^\pm - \omega_{1M}^\pm) \frac{L}{c\tau_0} + i \frac{\bar{V}_1^\pm}{P} + \frac{\bar{P}_1^\pm}{P} + i \frac{\Delta W_1^\pm}{P} \text{ctg}(z_1^\pm - z_{2M}^\pm) - \left(\theta_{11}^{\pm\pm} I_1^\pm + \theta_{11}^{\pm\mp} I_1^\mp + \theta_{12}^{\pm\pm} I_2^\pm + \theta_{12}^{\pm\mp} I_2^\mp + \theta_{1k}^\pm I_{1k} \right) + \\ & \frac{r_1^\mp \sin(z_{2M}^\pm - z_1^\mp)}{\tau_0 \sin(z_{2M}^\pm - z_1^\pm)} \sqrt{\frac{I_1^\mp \text{ch} 2\beta_1^\pm}{I_1^\pm \text{ch} 2\beta_1^\mp}} \exp[i(\Psi_1^\mp - \Psi_1^\pm)] + \frac{\alpha^\pm \sin(z_{2M}^\pm - z_2^\mp)}{\tau_0 \sin(z_{2M}^\pm - z_1^\pm)} \sqrt{\frac{I_2^\mp \text{ch} 2\beta_1^\pm}{I_1^\pm \text{ch} 2\beta_2^\mp}} \exp[i(\Psi_2^\pm - \Psi_1^\pm)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $I_{12}^\pm = |E_{12}^\pm|^2 |d_{ab}|^2 / 3\hbar^2 \gamma_a \gamma_b P$, остальные обозначения аналогичны принятым в [9, 11]. Уравнения (8), в отличие от уравнений генерации, записанных для сильно анизотропных резонаторов [9, 11], учитывают возможность изменения во времени поляризационных характеристик генерируемых волн, обусловленную конкуренцией анизотропии среды и резонатора.

Коэффициенты само- и кросс-насыщения определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta_{11}^{\pm\pm} &= c_1^{\pm\pm} + i c_1^{\pm\pm} \text{ctg}(z_1^\pm - z_{2M}^\pm), \theta_{11}^{\pm\mp} = a_{11}^{\pm\mp} - \frac{b_{11}^{\pm\mp} \sin(z_1^\pm + z_{2M}^\pm) - b_{11}^{\pm\mp} \cos(z_1^\pm + z_{2M}^\pm)}{\text{ch} 2\beta_1^\mp \sin(z_1^\pm - z_{2M}^\pm)} + i d_{11}^{\pm\mp} \text{ctg}(z_1^\pm - z_{2M}^\pm), \\ \theta_{11}^{\mp\mp} &= a_{11}^{\mp\mp} - \frac{b_{11}^{\mp\mp} \sin(z_1^\mp + z_{2M}^\mp) - b_{11}^{\mp\mp} \cos(z_1^\mp + z_{2M}^\mp)}{\text{ch} 2\beta_1^\mp \sin(z_1^\mp - z_{2M}^\mp)} + i d_{11}^{\mp\mp} \text{ctg}(z_1^\mp - z_{2M}^\mp). \end{aligned} \quad (9)$$

Выражения для $\theta_{12}^{\pm\pm}$ записываются на основании $\theta_{11}^{\pm\mp}$ при формальной замене индексов при $a, b, d, \text{ch } 2\beta$: $1^\mp \rightarrow 2^\pm$; для $\theta_{12}^{\pm\mp}$ – при $1^\mp \rightarrow 2^\mp$; величины θ_{1k}^\pm , описывающие комбинационное взаимодействие, получаются из $\theta_{11}^{\pm\mp}$ при замене $1^\mp \rightarrow k$, $\text{ch } 2\beta_2^\pm = \text{ch } 2\beta_k$. Формулы для $\theta_{22}^{\pm\pm}$, $\theta_{22}^{\pm\mp}$, $\theta_{21}^{\pm\pm}$, $\theta_{21}^{\pm\mp}$, θ_{2k}^\pm следуют из $\theta_{11}^{\pm\pm}$, $\theta_{11}^{\pm\mp}$, $\theta_{12}^{\pm\pm}$, $\theta_{12}^{\pm\mp}$, θ_{1k}^\pm при замене $1 \leftrightarrow 2$. Явный вид коэффициентов a, b, c, d в приближении предельного доплеровского уширения приведен в [11].

Запишем уравнения для поляризационных характеристик волны 1^+ . Для этого умножим уравнение генерации (2) слева на вектор-строку $\bar{e}_{11}^+ = (-\sin z_1^+ \cos z_1^+)$, который ортогонален вектору \bar{E}_1^+ , задаваемому выражением (1), что позволит исключить производные по интенсивности и по фазе волны:

$$\sqrt{\frac{I_1^+}{ch2\beta_1^+}} e^{i\Psi_1^+} \frac{dz_1^+}{dt'} = (-\sin z_1^+ \quad \cos z_1^+) \hat{M}^+ \hat{S}_1^+ \times$$

$$\left[\sqrt{\frac{I_1^+}{ch2\beta_1^+}} e^{i\Psi_1^+} \begin{pmatrix} \cos z_1^+ \\ \sin z_1^+ \end{pmatrix} + r_1^- \sqrt{\frac{I_1^-}{ch2\beta_1^+}} e^{i\Psi_1^-} \begin{pmatrix} \cos z_1^- \\ \sin z_1^- \end{pmatrix} + \alpha_2^+ \sqrt{\frac{I_2^+}{ch2\beta_1^+}} e^{i\Psi_1^-} \begin{pmatrix} \cos z_2^+ \\ \sin z_2^+ \end{pmatrix} \right]. \quad (10)$$

Уравнение (10) записано с точностью до первого порядка малости величин r , α , $I = |E|^2$. Подставляя в (10) выражения для матриц среды и резонатора, записанные в явном виде, в оговоренных выше приближениях и принятых обозначениях получим

$$\frac{dz_1^\pm}{d\tau} = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - \frac{\lambda_{2M}^\pm}{\lambda_{1M}^\pm} \right) \left[\frac{\cos(z_{1M}^\pm + z_{2M}^\pm - 2z_1^\pm)}{\sin(z_{1M}^\pm - z_{2M}^\pm)} - \text{ctg}(z_{1M}^\pm - z_{2M}^\pm) \right] +$$

$$\frac{i\Delta W_1^\pm}{P} - ic^{\pm\pm} I_1^\pm + \rho_{11}^{\pm\mp} I_1^\mp + \rho_{12}^{\pm\pm} I_2^\pm + \rho_{12}^{\pm\mp} I_2^\mp + \rho_{1k}^{\pm\pm} I_{1k}^\pm +$$

$$\frac{r_1^\mp \sqrt{I_1^\mp ch2\beta_1^\pm}}{\tau_0 \sqrt{I_1^\pm ch2\beta_1^\mp}} \exp[i(\Psi_1^\mp - \Psi_1^\pm)] \sin(z_1^\mp - z_1^\pm) + \frac{\alpha_1^\pm \sqrt{I_2^\pm ch2\beta_1^\pm}}{\tau_0 \sqrt{I_1^\pm ch2\beta_2^\pm}} \exp[i(\Psi_2^\pm - \Psi_1^\pm)] \sin(z_2^\pm - z_1^\pm). \quad (11)$$

Коэффициенты ρ задаются выражениями

$$\rho_{11}^{\pm\mp} = \frac{b_{11}^{\prime\pm\mp} \sin 2z_1^\pm - b_{11}^{\prime\prime\pm\mp} \cos 2z_1^\pm}{ch2\beta_1^\mp \sin(z_1^\pm - z_{2M}^\pm)} - id_{11}^{\pm\mp}. \quad (12)$$

Коэффициенты $\rho_{12}^{\pm\pm}, \rho_{12}^{\pm\mp}, \rho_{1k}^\pm$ записываются на основании $\rho_{11}^{\pm\mp}$ при формальных заменах, описанных выше. Уравнения для поляризационных характеристик, принадлежащих второй резонаторной моде, следуют из (11), (12) при замене индексов $1 \leftrightarrow 2$.

Система обыкновенных дифференциальных комплексных уравнений (8), (11) содержит в общем случае 16 скалярных уравнений для интенсивностей, фаз, эллиптичностей и азимутов волн генерации. Она позволяет изучать влияние поляризационной и фазовой неустойчивостей, а также магнитного поля Земли на работу приборов, использующих газовые лазеры.

Разработанная модель открывает перспективы для систематических теоретических и экспериментальных исследований поляризационно-фазовой динамики генерации лазерных систем, а также регулярной и сложной динамики нелинейных систем высокой размерности, имеющих различную физическую природу.

Заключение. На основе разработанных в рамках формализма векторов и матриц Джонса теоретических моделей, получивших экспериментальное подтверждение, рассмотрены эффекты поляризационно-фазовой динамики, обнаруженные в линейном двухчастотном газовом лазере с поляризационной неустойчивостью и в четырехчастотном кольцевом газовом лазере с фазовой неустойчивостью.

Выведены уравнения генерации одномодового четырехчастотного кольцевого газового лазера, учитывающие возможность одновременного существования поляризационной и фазовой неустойчивостей, что послужит началом систематических исследований поляризационно-фазовой динамики генерации лазерных систем, а также регулярной и сложной динамики нелинейных систем высокой размерности, имеющих различную физическую природу.

Литература

1. Методы расчета оптических квантовых генераторов: В 2 т. / Под ред. Б. И. Степанова. Минск, 1966–1968.
2. Рубанов В. С. // ЖПС. 1969. Т. 10, № 5. С. 725–731.
3. Севериков В. Н. Методы расчета поляризации собственных типов колебаний лазерных резонаторов / Препринт Института физики НАН Беларуси № 165. Минск, 1978.

4. Рубанов В. С., Свирина Л. П., Севериков В. Н. // Доклады АН БССР. 1982. Т. 26, № 7. С. 616–620.
5. Илющенко Н. В., Свирина Л. П., Севериков В. Н. // Опт. и спектр. 1983. Т. 54, № 2. С. 380–383.
6. Войтович А. П., Севериков В. Н. Лазеры с анизотропными резонаторами. Минск, 1988.
7. Кузнецов В. М., Рубанов В. С., Свирина Л. П., Севериков В. Н. // Квант. электрон. 1986. Т. 13, № 1. С. 66–75.
8. Svirina L. P., Gudelev V. G., Zhurik Yu. P. // Phys. Rev. A. 1997. Vol. 56, N 6. P. 5053–5064.
9. Svirina L. P. // Quantum & Semiclassical Optics, JEOS, part B. 1998. Vol. 10, N 1. P. 213 – 222.
10. Svirina L. P. // Journal of Optics B: Quantum & Semiclassical Optics, 2001. Vol. 3, N 1. S133 – S138.
11. Свирина Л. П. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 1. С. 1 – 15.
12. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю. Л. Климонтовича. М., 1974.
13. Svirina L. P. // Quantum and Semiclassical Optics, JEOS, part B. 1998. Vol. 10, N 2. P. 425–439.
14. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981.
15. Raterink H. J., Van der Stadt H., Velsel C. H. P., and Dijkstra G. // Appl. Opt. 1967. Vol. 6, N 5. P. 813–821.
16. Svirina L. P. // Optics Communications. 1994. Vol. 111, № 2. С. 380 – 390.
17. Свирина Л. П. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77, № 1. С. 124–133.
18. Свирина Л. П. // ЖПС. 2006. Т. 73, № 5. С. 620–625.

L. P. SVIRINA

JONES VECTORS AND MATRICIES FORMALISM IN THE DYNAMICS OF ANISOTROPIC LASER SYSTEMS

Summary

The equations for lasing have been derived of a four-frequency ring gas laser where both the polarization and phase instabilities could exist. This gives rise to systematical studies of the polarization-phase dynamics in lasers as well as the regular and complicated dynamics of multidimensional nonlinear systems, having different physical origins.